

А. Д. ГАЛАНИН и И. Я. ПОМЕРАНЧУК

О СПЕКТРЕ μ -МЕЗОВОДОРОДА

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 14 VII 1952)

Рассмотрим отрицательный μ -мезон, захваченный протоном на одну из своих орбит. Время жизни такой системы достаточно велико для того, чтобы можно было наблюдать ее спектр, так как оно определяется временем жизни свободного μ -мезона, т. е. $2 \cdot 10^{-6}$ сек.

Радиус нормальной орбиты такого «атома» будет меньше, чем комптоновская длина волны электрона. Известно, что кулоновское поле протона на расстояниях порядка комптоновской длины волны электрона искажено так называемой поляризацией электронно-позитронного вакуума (1). Поэтому можно ожидать, что в спектре мезоводорода должна наблюдаться «тонкая структура», причем расщепление уровней должно быть порядка $\alpha = 1/137$ от энергии основного состояния, в то время как «обычная» тонкая структура является эффектом порядка α^2 (для электрона, ввиду больших размеров его орбиты, смещение уровней из-за поляризации вакуума есть эффект порядка α^3 и составляет только 3% лэмбовского смещения).

Пусть $\varphi_0(q)$, есть фурье-компонента внешнего потенциала. Согласно (2), этот потенциал индуцирует в вакууме поляризационный потенциал, равный:

$$\varphi_p(q) = -\frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{4x^2 + 2q^2}{2q^2} \left(1 - \frac{\theta}{\operatorname{tg} \theta} \right) - \frac{1}{9} \right] \varphi_0(q), \quad (1)$$

где x — обратная комптоновская длина волны электрона; $q^2 = \omega^2 - k^2$, где ω — частота и k — волновой вектор внешнего потенциала, и $4x^2 \sin^2 \theta = q^2$, откуда:

$$\frac{\theta}{\operatorname{tg} \theta} = \frac{V\sqrt{4x^2 - q^2}}{q} \operatorname{arcsin} \frac{q}{2x}.$$

Если $\varphi_0(r)$ не зависит от времени ($\omega = 0$), то

$$\varphi_p(k) = \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{4x^2 - 2k^2}{3k^2} \left(1 - \frac{V\sqrt{4x^2 + k^2}}{|k|} \operatorname{Arsh} \frac{|k|}{2x} \right) + \frac{1}{9} \right] \varphi_0(k). \quad (2)$$

Так как для кулоновского поля заряда eZ имеем

$$\varphi_0(k) = \frac{eZ}{2\pi^2 k^2},$$

то, переходя затем к координатному представлению и интегрируя по углам, получим:

$$\varphi_p(r) = \frac{2e\alpha Z}{r\pi^2} \int_0^\infty \left[\frac{4x^2 - 2k^2}{3k^2} \left(1 - \frac{\sqrt{4x^2 + k^2}}{k} \operatorname{Ar sh} \frac{k}{2x} \right) + \frac{1}{9} \right] \frac{\sin kr}{k} dk. \quad (3)$$

Отсюда для изменения энергии i -го уровня имеем:

$$\begin{aligned} \Delta E_i = \\ = - \frac{2e^2\alpha Z}{\pi^2} \int_0^\infty \left[\frac{4x^2 - 2k^2}{3k^2} \left(1 - \frac{\sqrt{4x^2 + k^2}}{k} \operatorname{Ar sh} \frac{k}{2x} \right) + \frac{1}{9} \right] \frac{dk}{k} \int \frac{\sin kr}{r} |\psi_i(r)|^2 dr. \end{aligned} \quad (4)$$

Относя изменение энергии ΔE к энергии основного уровня, $E_0 = e^2 Z^2 / 2r_0$, где r_0 — радиус нормальной орбиты μ -мезона в мезоводороде, и вводя r_0/Z как единицу длины, получаем

$$\frac{\Delta E_{ni}}{E_0} = - \frac{4\alpha}{3\pi^2} \int_0^\infty f(x) I_{ni}(2\epsilon x) dx, \quad (5)$$

где

$$f(x) = \frac{1}{x^3} \left\{ (1 - 2x^2) \left(1 - \frac{\sqrt{1+x^2}}{x} \operatorname{Ar sh} x \right) + \frac{x^2}{3} \right\},$$

$$I_{ni}(k) = \int_0^\infty y \sin ky R_{ni}^2(y) dy,$$

$R_{ni}(y)$ — нормированная радиальная функция. Коэффициент ϵ равен:

$$\epsilon = \frac{m_e}{m_\mu \alpha Z},$$

где m_μ — приведенная масса μ -мезона, m_e — масса электрона.

Для первых уровней имеем:

$$I_{10}(k) = \frac{16k}{(4+k^2)^2}; \quad I_{20}(k) = \frac{k(1-3k^2+2k^4)}{(1+k^2)^4}; \quad I_{21}(k) = \frac{k(1-k^2)}{(1+k^2)^4}.$$

Подставив $I_{ni}(2\epsilon x)$ в (5) и произведя приближенное интегрирование, получим смещение уровня в электрон-вольтах для различных Z (всегда отрицательное) (см. табл. 1).

Таблица 1

	Z		
	1	6	30
1 S	1,8	320	20 000
2 S	0,2	47	3 200
2 P	0,014	27	2 500

Расщепление уровня $n=2$ для $Z=1$ составляет 0,19 эв, что примерно в 25 раз больше, чем «обычная» тонкая структура (в предположении, что μ -мезон имеет спин $1/2$ и подчиняется уравнению Дирака).

Смещение уровней $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ при $Z \sim 6$ уже сейчас имеет экспериментальный интерес. При захвате μ -мезона легким ядром в фотопластинке имеется заметная вероятность того, что мезон окажется на

уровне $2S_{1/2}$. Переход с него на основной уровень запрещен и может осуществляться только с вылетом электронов Оже с энергией порядка 70 кэв. Экспериментально таких электронов Оже не наблюдается (3).

Объяснение заключается, вероятно, в том, что из-за конечных размеров ядра уровень $2S_{1/2}$ поднимается приблизительно на 60 эв, а положение уровня $2P_{1/2}$ не изменяется (4). Тогда возможен переход с вылетом мягких электронов Оже (не наблюдаемых в фотопластинке) и последующий оптический переход на основное состояние.

Рассмотренное здесь явление уменьшает разницу $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ до 40 эв, что еще достаточно для указанного объяснения отсутствия жестких электронов Оже.

Величина сдвига уровней при $Z = 30$ приведена лишь для иллюстрации того, как по мере уменьшения размеров орбиты и втягивания ее внутрь поляризованной области вокруг точечного ядра перестанет играть роль ее форма.

Разница в сдвиге уровней с различными n медленно уменьшается по мере увеличения Z .

Если существуют другие, кроме электрона, заряженные частицы, масса которых заметно меньше, чем масса μ -мезона, то все они должны внести свой вклад в поляризацию вакуума и сдвиг уровней μ -мезона. В частности, могут измениться количественные выводы о расстоянии между уровнями $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ в легких ядрах, что могло бы увеличить вероятность жестких электронов Оже при захвате μ -мезона. Поэтому экспериментальное наблюдение тонкой структуры и смещения уровней в рассматриваемых спектрах, а также измерение вероятности появления жестких электронов Оже при захвате легким ядром μ -мезона представило бы не только весьма интересное подтверждение выводов современной квантовой электродинамики, но явилось бы и средством проверки возможных гипотез о существовании других легких заряженных частиц, кроме электрона и позитрона.

Поступило
11 VI 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ R. Serber, Phys. Rev., 48, 49 (1935). E. A. Uehling, *ibid.*, 48, 55 (1935).
² R. P. Feynman, *ibid.*, 76, 769 (1949). ³ W. Fry, *ibid.*, 83, 599 (1951). ⁴ Б. Л. Иоффе, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ, 23, в. 1 (1952).